УДК 539.3

Термомеханічні процеси у в'язкій рідині з урахуванням локального зміщення маси

Ольга Грицина[1], Василь Кондрат[2]

[1] к. ф.-м. н., с. н. с., Центр математичного моделювання ІППММ ім. Я. С. Підстригача НАН України, вул. Дж. Дудаєва, 15, Львів, 79005; e-mail: gryt@cmm.lviv.ua
[2] д. ф.-м. н., с. н. с., Центр математичного моделювання ІППММ ім. Я. С. Підстригача НАН України, вул. Дж. Дудаєва, 15, Львів, 79005, e-mail: kon@cmm.lviv.ua

З використанням основних засад термодинаміки нерівноважних процесів та механіки суцільного середовища отримано повну систему рівнянь для опису взаємозв'язаних термомеханічних процесів у в'язкій рідині з урахуванням оборотного локального зміщення маси. Таке зміщення (і відповідний потік маси) може бути пов'язане, зокрема, з упорядкуванням молекулярної структури рідини. Встановлено, що у цьому випадку опис термодинамічного стану рідини потребує введення двох пар додаткових параметрів — наведеної маси і енергетичної міри впливу зміщення маси на внутрішню енергію, просторового градієнта цієї енергетичної міри та вектора зміщення маси. Показано, що таке розширення простору параметрів стану у підсумку приводить до виникнення додаткових об'ємних сил у рідині та переозначення тиску. Показано також, що виключення з теорії параметрів, які характеризують зміщення маси, приводить до просторово нелокальної термомеханіки рідини.

Ключові слова: термомеханіка в'язкої рідини, локальне зміщення маси, незворотні процеси, нелокальна термомеханіка.

Вступ. У класичних моделях термомеханіки рідини [1, 2], зазвичай, не враховують локального зміщення маси, спричиненого, наприклад, упорядкуванням молекулярної структури середовища. Для твердих тіл таке врахування в рамках лагранжевого підходу проводилося у роботах [3-5]. У цій роботі з використанням методів механіки суцільного середовища та термодинаміки незворотних процесів на основі ейлерового підходу сформульовано основні співвідношення термомеханіки в'язкої рідини, у якій спостерігається локальне зміщення маси.

1. Об'єкт дослідження

Розглянемо в'язку стисливу рідину, в якій протікають фізико-механічні процеси, спричинені зовнішньою механічною чи тепловою дією. Основними процесами є термомеханічні, розглядом яких ми й обмежимося. Однак, на відміну від відомих підходів [1, 2], врахуємо також потік маси $\vec{J}_*$, зумовлений упорядкуванням молекулярної структури рідини в рамках її фізично малого елемента (локальне зміщення маси). Таке впорядкування може спостерігатися, зокрема, за прискореного руху рідини, молекули якої мають несиметричну за масою структуру (наприклад, води).

Базові співвідношення відповідної фізико-математичної моделі для опису термомеханічних процесів у тілі будемо формулювати за підходом Ейлера.

2. Рівняння балансу маси

Рівняння балансу маси рідини в інтегральній формі має вигляд [1, 2]

$$\frac{d}{dt}\int_{(V)}\rho dV = -\int_{(\Sigma)}\vec{J}\cdot\vec{n}d\Sigma, \tag{1}$$

де ρ — густина маси, $\vec{J}$ — вектор густини потоку маси, (V) — довільно вибрана область, ($\sum$) — поверхня, яка її обмежує, $\vec{n}$ — вектор зовнішньої нормалі до поверхні, «·» — знак скалярного добутку.

Приймаємо, що вектор $\vec{J}$ визначається сумою конвективної складової $\rho\vec{v}_*$ (де $\vec{v}_*$ — середня швидкість частинок тіла за відсутності потоку $\vec{J}_*$) та складової $\vec{J}_*$, тобто

$$\vec{J} = \rho\vec{v}_* + \vec{J}_*. \tag{2}$$

Якщо аналогічно вектору зміщення електричного заряду [6] ввести вектор $\vec{\Pi}_m$ локального зміщення маси

$$\vec{\Pi}_m = \int_0^t \vec{J}_* dt, \tag{3}$$

так що

$$\vec{J}_* = \frac{\partial\vec{\Pi}_m}{\partial t}, \tag{4}$$

то співвідношення (2) для вектора потоку $\vec{J}$ набуде вигляду

$$\vec{J} = \rho\vec{v}_* + \frac{\partial\vec{\Pi}_m}{\partial t}. \tag{5}$$

Введемо вектор $\vec{v}$ швидкості центра мас частинок тіла

$$\vec{v} = \frac{1}{\rho}\left(\rho\vec{v}_* + \frac{\partial\vec{\Pi}_m}{\partial t}\right). \tag{6}$$

Тоді з урахуванням співвідношень (5), (6) рівняння (1) балансу маси набуває стандартного вигляду [1, 2]

$$\frac{d}{dt}\int_{(V)}\rho dV = -\int_{(\Sigma)}\rho\vec{v}\cdot\vec{n}d\Sigma \tag{7}$$

або у локальній формі

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \tag{8}$$

де $\vec{\nabla}$ — оператор Гамільтона.

Якщо врахувати подання (6) та ввести вектор

$$\vec{J}_m = \rho \left(\vec{v}_* - \vec{v} \right), \tag{9}$$

то рівняння (8) балансу маси можна записати так

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \vec{v} + \vec{J}_m + \frac{\partial \vec{\Pi}_m}{\partial t} \right) = 0. \tag{10}$$

3. Рівняння балансу ентропії

Швидкість зміни ентропії елемента тіла визначається притоком ентропії ззовні, виникненням ентропії σ_s за одиницю часу та джерелами тепла $\Re$. В інтегральній формі рівняння балансу ентропії має вигляд [1]

$$\frac{d}{dt} \int\limits_{(V)} \rho s \, dV = - \oint\limits_{(\Sigma)} \vec{n} \cdot \vec{J}_s \, d\Sigma + \int\limits_{(V)} \sigma_s \, dV + \int\limits_{(V)} \rho \frac{\Re}{T} dV, \tag{11}$$

де s — питома ентропія, $\vec{J}_s$ — вектор густини потоку ентропії, T — абсолютна температура.

У локальній формі рівняння (11) є таким

$$\rho \frac{ds}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s + \sigma_s + \rho \frac{\Re}{T}, \tag{12}$$

або, враховуючи співвідношення $\vec{J}_s = \vec{J}_q / T$ між векторами густин потоків ентропії $\vec{J}_s$ та тепла $\vec{J}_q$,

$$\rho T \frac{ds}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q + \frac{1}{T} \vec{J}_q \cdot \vec{\nabla} T + T \sigma_s + \rho \Re. \tag{13}$$

4. Рівняння балансу енергії

Приймаємо, що повна енергія одиниці об'єму системи у довільний момент часу є сумою внутрішньої ρu та кінетичної $\rho \vec{v}^2 / 2$ енергій, де u — питома внутрішня енергія. Її зміна відбувається внаслідок дії поверхневих сил потужності $\hat{\sigma} \cdot \vec{v}$, потоку тепла $\vec{J}_q$, роботи, затраченої на масоперенесення $\mu \vec{J}_m$ й «упорядкування» структури тіла $\mu_\pi \, \partial \vec{\Pi}_m / \partial t$, дії масових сил $\vec{F}$ та розподілених теплових джерел потужності $\Re$

$$\frac{d}{dt}\int\limits_{(V)}\rho\left(u+\frac{1}{2}\vec{v}^{2}\right)dV=-\oint\limits_{(\Sigma)}\left[\rho\left(u+\frac{1}{2}\vec{v}^{2}\right)\vec{v}-\hat{\sigma}\cdot\vec{v}+\vec{J}_q+\mu\vec{J}_m+\right.$$
$$\left.+\mu_\pi\frac{\partial\vec{\Pi}_m}{\partial t}\right]\cdot\vec{n}\,d\Sigma+\int\limits_{(V)}\left(\rho\vec{F}\cdot\vec{v}+\rho\Re\right)dV\,. \qquad (14)$$

Тут $\hat{\sigma}=-p\hat{I}+\hat{P}_v$ — тензор напружень, p — тиск, $\hat{I}$ — одиничний тензор, $\hat{P}_v$ — тензор в’язких напружень, μ, μ_π — хімічний потенціал і зміна питомої енергії системи, зумовлена локальним зміщенням маси.

Враховуючи рівняння балансу маси (8), (10) та ентропії (13), з (14) отримуємо рівняння балансу енергії у локальній формі

$$\rho\frac{du}{dt}=\rho T\frac{ds}{dt}-p\frac{de}{dt}+P_{vl}\frac{de}{dt}+\hat{P}_{vt}:\frac{d\hat{e}^{d}}{dt}-\mu'_\pi\frac{\partial\vec{\nabla}\cdot\vec{\Pi}_m}{\partial t}-\vec{\nabla}\mu'_\pi\cdot\frac{\partial\vec{\Pi}_m}{\partial t}-$$
$$-\vec{J}_q\cdot\frac{\vec{\nabla}T}{T}-T\sigma_S-\vec{v}\cdot\left(\rho\frac{d\vec{v}}{dt}+\vec{\nabla}p-\vec{\nabla}\cdot\hat{P}_v-\rho\vec{F}\right). \qquad (15)$$

Тут $\hat{P}_v=P_{vl}\hat{I}+\hat{P}_{vt}$, $P_{vl}\hat{I}$ і $\hat{P}_{vt}$ — складові тензора в’язких напружень, зумовлені відповідно зміною об’єму та форми, e, $\hat{e}^d$ — кульова та девіаторна складові тензора деформації $\hat{e}=\left(\vec{\nabla}\vec{u}+\vec{u}\vec{\nabla}\right)/2$, $\vec{u}$ — вектор переміщення, $\mu'_\pi=\mu_\pi-\mu$.

Якщо ввести питомі величини $\vec{\pi}_m=\vec{\Pi}_m/\rho$, $\rho_m=\rho_\pi/\rho$, де $\rho_\pi=\vec{\nabla}\cdot\vec{\Pi}_m$ — наведена маса (за аналогією з наведеним зарядом у електродинаміці [6]), і врахувати рівняння балансу маси (8), то прийдемо до такого рівняння балансу внутрішньої енергії

$$\rho\frac{du}{dt}=\rho T\frac{ds}{dt}-p_*\frac{de}{dt}-\rho\mu'_\pi\frac{d\rho_m}{dt}-\rho\vec{\nabla}\mu'_\pi\cdot\frac{d\vec{\pi}_m}{dt}+$$
$$+P_{vl}\frac{de}{dt}+\hat{P}_{vt}:\frac{d\hat{e}^{d}}{dt}-\vec{J}_q\cdot\frac{\vec{\nabla}T}{T}-T\sigma_s-\vec{v}\cdot\left(\rho\frac{d\vec{v}}{dt}+\vec{\nabla}p_*-\vec{\nabla}\cdot\hat{P}_v-\rho\vec{F}_*\right), \qquad (16)$$

де

$$p_*=p-\rho\left(\rho_m\mu'_\pi+\vec{\pi}_m\cdot\vec{\nabla}\mu'_\pi\right), \qquad \rho\vec{F}_*=\rho\vec{F}-\vec{\nabla}\cdot\left(\rho\vec{\pi}_m\vec{\nabla}\mu'_\pi\right). \qquad (17)$$

Перейдемо тепер у рівнянні (16) до питомої узагальненої вільної енергії Гельмгольца $f=u-Ts+\vec{\pi}_m\cdot\vec{\nabla}\mu'_\pi$. Враховуючи інваріантність рівняння (16) відносно просторових трансляцій, та припускаючи, що вільна енергія f визначається скалярними T, e, ρ_m та векторним $\vec{\nabla}\mu'_\pi$ параметрами, тобто $f=f\left(T,\,e,\,\mu'_\pi,\,\vec{\nabla}\mu'_\pi\right)$, отримуємо узагальнене рівняння Гіббса

$$df=-sdT-\rho^{-1}p_*de-\mu'_\pi d\rho_m+\vec{\pi}_m\cdot d\vec{\nabla}\mu'_\pi\,, \qquad (18)$$

вираз для виробництва ентропії

$$\sigma_s = P_{vl}\,\frac{1}{T}\frac{de}{dt} + \hat{P}_{vt} : \frac{1}{T}\frac{d\hat{e}^d}{dt} - \vec{J}_q \cdot \frac{\vec{\nabla}T}{T^2} \tag{19}$$

та рівняння балансу імпульсу

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}p_* + \vec{\nabla}\cdot\hat{P}_v + \rho\vec{F}_*. \tag{20}$$

Відзначимо, що у простір параметрів стану тепер окрім температури та деформації, які визначають термодинамічний стан в'язкої рідини у класичній термомеханіці, введено два нових параметри, а саме: ρ_m і $\vec{\nabla}\mu'_\pi$, які пов'язані з урахуванням локального зміщення маси.

5. Рівняння стану

З рівняння Гіббса (18), враховуючи, що $f = f\left(T, e, \rho_m, \vec{\nabla}\mu'_\pi\right)$, одержуємо

$$\left(\frac{df}{dT} + s\right)dT + \left(\frac{df}{de} + \frac{1}{\rho}p_*\right)de + \left(\frac{df}{d\rho_m} + \mu'_\pi\right)d\rho_m + \left(\frac{df}{d\vec{\nabla}\mu'} - \vec{\pi}_m\right)\cdot d\vec{\nabla}\mu'_\pi = 0. \tag{21}$$

У силу незалежності параметрів T, e, ρ_m, $\vec{\nabla}\mu'_\pi$ із рівняння (21) маємо такі рівняння стану

$$s = -\left.\frac{\partial f}{\partial T}\right|_{e,\,\rho_m,\vec{\nabla}\mu'_\pi}, \qquad p_* = -\rho\left.\frac{\partial f}{\partial e}\right|_{T,\,\rho_m,\vec{\nabla}\mu'_\pi},$$

$$\mu'_\pi = -\left.\frac{\partial f}{\partial\rho_m}\right|_{T,\,e,\,\vec{\nabla}\mu'_\pi}, \qquad \vec{\pi}_m = \left.\frac{\partial f}{\partial\left(\vec{\nabla}\mu'_\pi\right)}\right|_{T,\,e,\rho_m}. \tag{22}$$

Якщо вільну енергію f розкласти в ряд за збуреннями параметрів стану та для малих збурень обмежитися в цьому розвиненні квадратичними членами, то з (22) отримаємо такі лінійні рівняння стану

$$s = s_0 + a_T^s\left(T - T_0\right) + a_e^s e + a_\rho^s\rho_m, \qquad p_* = a_e^p e + a_T^p\left(T - T_0\right) + a_\rho^p\rho_m,$$

$$\mu'_\pi = \mu'_{\pi 0} + a_\rho^\mu\rho_m + a_e^\mu e + a_T^\mu\left(T - T_0\right), \qquad \vec{\pi}_m = a_\mu^\pi\vec{\nabla}\mu'_\pi. \tag{23}$$

У такому наближенні можна покласти, що $\rho = \rho_0 = const$. Тоді, враховуючи, що $\rho\rho_m = \vec{\nabla}\cdot\left(\rho\pi_m\right)$, з останніх двох співвідношень (23) одержимо рівняння

$$\Delta\rho_m - \frac{1}{a_\mu^\pi a_\rho^\mu}\rho_m = -\frac{1}{a_\rho^\mu}\left[a_e^\mu\Delta e + a_T^\mu\Delta\left(T - T_0\right)\right]. \tag{24}$$

Для означеності приймемо, що $a_\mu^\pi > 0,\ a_\rho^\mu > 0$. Тоді розв'язок рівняння (24) можна подати у вигляді [7]

$$\rho_m\left(\vec{r}\right) = \frac{1}{4\pi a_\rho^\mu}\int f\left(\vec{r} - \vec{r}'\right)\left[a_e^\mu\Delta' e\left(\vec{r}'\right) + a_T^\mu\Delta'\left(T\left(\vec{r}'\right) - T_0\right)\right]d\vec{r}', \tag{25}$$

де $f(\vec{r}) = e^{-kr}/r$ — розв'язок рівняння $\Delta f - k^2 f = -4\pi\delta(\vec{r})$, $k = \sqrt{\left(a_\mu^\pi a_\rho^\mu\right)^{-1}}$, $\delta(\vec{r})$ — дельта-функція Дірака; $\Delta' = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$, $\vec{r}\,' = \vec{r}\,'(x_1', x_2', x_3')$.

Розглянемо інтеграл

$$\int f(\vec{r} - \vec{r}\,')\Delta' g(\vec{r}\,')d\vec{r}\,' = \int \Delta'\left[f(\vec{r} - \vec{r}\,')g(\vec{r}\,')\right]d\vec{r}\,' - \int g(\vec{r}\,')\Delta' f(\vec{r} - \vec{r}\,')d\vec{r}\,' =$$

$$= \oint \vec{\nabla}'\left[f(\vec{r} - \vec{r}\,')g(\vec{r}\,')\right]\cdot \vec{n}\,'dS' - \int g(\vec{r}\,')\Delta f(\vec{r} - \vec{r}\,')d\vec{r}\,', \tag{26}$$

де $\vec{n}\,'$ — зовнішня нормаль до поверхні (S'), $g(\vec{r}\,') = \left\{e(\vec{r}\,');\, T(\vec{r}\,') - T_0\right\}$.

Якщо поверхню (S') вибрати, наприклад, у вигляді сфери і спрямувати її радіус до безмежності, то поверхневий інтеграл у формулі (26) пропадає. Тоді маємо

$$\int f(\vec{r} - \vec{r}\,')\Delta' g(\vec{r}\,')d\vec{r}\,' = -\int g(\vec{r}\,')\left\{\left[\Delta f(\vec{r} - \vec{r}\,') - k^2 f(\vec{r} - \vec{r}\,')\right] + k^2 f(\vec{r} - \vec{r}\,')\right\} d\vec{r}\,' =$$

$$= \int g(\vec{r}\,')\left[-4\pi\delta(\vec{r} - \vec{r}\,') + k^2 f(\vec{r} - \vec{r}\,')\right] d\vec{r}\,' = 4\pi g(\vec{r}) - k^2 \int f(\vec{r} - \vec{r}\,')g(\vec{r}\,')d\vec{r}\,'. \tag{27}$$

За врахування співвідношення (27), з рівняння (25) одержуємо, що

$$\rho_m(\vec{r}) = \frac{1}{a_\rho^\mu}\left\{a_e^\mu e(\vec{r}) + a_T^\mu\left[T(\vec{r}) - T_0\right]\right\} -$$

$$-\frac{k^2}{4\pi a_\rho^\mu}\int f(\vec{r} - \vec{r}\,')\left\{a_e^\mu e(\vec{r}\,') + a_T^\mu\left[T(\vec{r}\,') - T_0\right]\right\}d\vec{r}\,'. \tag{28}$$

Підставимо тепер вираз (28) у рівняння стану (23). Для ентропії s отримаємо

$$s(\vec{r}) = s_0 + \left(a_T^s + \frac{a_\rho^s a_T^\mu}{a_\rho^\mu}\right)\left[T(\vec{r}) - T_0\right] + \left(a_e^s + \frac{a_\rho^s a_e^\mu}{a_\rho^\mu}\right)e(\vec{r}) -$$

$$-\frac{k^2 a_\rho^s}{4\pi a_\rho^\mu}\int f(\vec{r} - \vec{r}\,')\left\{a_e^\mu e(\vec{r}\,') + a_T^\mu\left[T(\vec{r}\,') - T_0\right]\right\} d\vec{r}\,'. \tag{29}$$

Решта рівнянь стану мають подібну структуру, а тому тут їх не записуємо.

Таким чином, бачимо, що врахування локального зміщення маси привело до перенормування (зміни величини) характеристик середовища та нелокальності зв'язку між параметрами термомеханічного стану.

6. Кінетичні співвідношення

Подамо рівняння (19) для виробництва ентропії у вигляді

$$\sigma_s = \sum_{k=1}^{3} \hat{j}_k^{(n)} \overset{n}{\cdots} \hat{X}_k^{(n)}, \tag{30}$$

де індекс n позначає валентність відповідного тензора і набуває значень 0, 1, 2; $\hat{j}_k^{(n)}$, $\hat{X}_k^{(n)}$ — термодинамічні потоки та сили

$$\hat{j}_1^{(0)} = P_{vl}, \quad \hat{X}_1^{(0)} = \frac{1}{T}\frac{de}{dt}, \qquad \hat{j}_2^{(2)} = \hat{P}_{vt}, \quad \hat{X}_2^{(2)} = \frac{1}{T}\frac{d\hat{e}^d}{dt},$$

$$\hat{j}_3^{(1)} = \vec{J}_q, \quad \hat{X}_3^{(1)} = -\frac{1}{T^2}\vec{\nabla}T. \tag{31}$$

Зі співвідношень (30), (31) за врахування принципу Онзагера [1] у лінійному наближенні отримуємо такі кінетичні рівняння

$$\hat{j}_1^{(0)} = L_1\hat{X}_1^{(0)}, \quad \hat{j}_2^{(2)} = L_2\hat{X}_2^{(2)}, \quad \hat{j}_3^{(1)} = L_3\hat{X}_3^{(1)}, \tag{32}$$

де L_1, L_2, L_3 — кінетичні коефіцієнти.

Враховуючи позначення (31), запишемо кінетичні рівняння (32) у вигляді

$$P_{vl} = \eta_1\frac{de}{dt}, \qquad \hat{P}_{vt} = \eta_2\frac{d\hat{e}^d}{dt}, \qquad \vec{J}_q = -\lambda\vec{\nabla}T. \tag{33}$$

Тут $\eta_1 = L_1/T$, $\eta_2 = L_2/T$ — коефіцієнти в'язкості рідини, $\lambda = L_3/T^2$ — коефіцієнт теплопровідності рідини. Відзначимо, що коефіцієнт η_1 називають другою в'язкістю [2].

Отримані рівняння (8), (13), (19), (20), (23), (33) разом із відповідними геометричними співвідношеннями складають повну систему рівнянь, яка може бути використана для опису термомеханічних процесів у в'язкій рідині за урахування локального зміщення маси. При цьому, якщо з допомогою формули (28) виключити параметри ρ_m, $\mu_\pi, \vec{\pi}_m$, $\vec{\nabla}\mu_\pi$ з усіх перелічених рівнянь, то одержимо нелокальну теорію термомеханічних процесів у в'язкій рідині.

Висновки. Побудовано фізико-математичну модель для опису термомеханічних процесів у в'язкій стисливій рідині за урахування оборотного локального зміщення маси. Встановлено, що у цьому випадку опис термодинамічного стану рідини потребує введення двох пар додаткових параметрів — наведеної маси ρ_m та енергетичної міри μ_π впливу зміщення маси на внутрішню енергію, вектора $\vec{\pi}_m$ зміщення маси та просторового градієнта енергетичної міри μ_π. Встановлено виникнення додаткових об'ємних сил у рідині та переозначення тиску. Показано можливість виключення з теорії параметрів, які характеризують зміщення маси, що приводить до просторово нелокальної термомеханіки рідини.

Література

[1] *Гроот де С., Мазур П. Ш.* Неравновесная термодинамика. — М.: Мир, 1964. — 456 с.
[2] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
[3] *Бурак Я. Й.* Визначальні співвідношення локально-градієнтної термомеханіки // Доп. АН УССР. Сер. А. — 1987. — № 12. — С. 19-23.

[4] *Бурак Я. Й., Нагірний Т. С., Грицина О. Р.* Про один підхід до врахування приповерхневої неоднорідності в термомеханіці твердих розчинів // Доп. АН України. Сер. А. — 1991. — № 11. — С. 47-51.
[5] *Бурак Я. Й., Нагірний Т. С.* Термодинамічні основи локально-градієнтної узагальненої термомеханіки // Мат. методи та фіз.-мех. поля. — 1992. — Вип. 35. — С. 20-24.
[6] *Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н.* Классическая электродинамика. — М.: Наука, 1985. — 400 с.
[7] *Владимиров В. С.* Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1967. — 436 с.

Thermomechanical Processes in Viscous Fluid with Respect to the Local Displacement of Mass

Olha Hrytsyna, Vasyl Kondrat

Starting from the fundamental principles of thermodynamics of irreversible processes and continuum mechanics a complete equations system of a mathematical model for coupled thermomechanical processes in a viscous compressive fluid has been established. In the model a process of the reversible mass displacement and correspondent mass flaw has been taken into consideration. This process can be related in particular to molecular structure ordering. To determine in this case the thermodynamic state of the fluid two additional state parameters — namely induced mass and gradient of energy measure of mass displacement — have been introduced. Two other parameters — the energy measure of mass displacement and mass displacement vector have been used as the coupled ones to these parameters. In the frame of the model the contributions of the reversible mass displacement process to volumetric forces and pressure of the fluid have been established. It has been shown that the parameters, which account the mass displacement process, can be eliminated from the equations system. This provides to spatially non-local formulation of the model of the fluid thermo-mechanics.

Термомеханические процессы в вязкой жидкости с учетом локального смещения массы

Ольга Грицина, Василий Кондрат

С использованием базовых положений термодинамики необратимых процессов и механики сплошных сред получено полную систему уравнений для описания взаимосвязанных термомеханических процессов в вязкой сжимаемой жидкости с учетом обратимого смещения массы. Такое смещение (и соответствующий поток массы) может быть связано, в частности, с упорядочением молекулярной структуры жидкости. Установлено, что в этом случае описание термодинамического состояния жидкости требует введения двух пар дополнительных параметров — наведенной массы и энергетической меры влияния смещения массы на внутреннюю энергию, пространственного градиента этой энергетической меры и вектора смещения массы. Установлено также возникновение дополнительных объемных сил в жидкости и переопределение давления. Показана возможность исключения из теории параметров, характеризующих смещение массы, что приводит к пространственно нелокальной термомеханике жидкости.

Отримано 4.09.06